Nichtgesättigte Ionisationsströme in Luft und ihr Verhalten bei Druckänderungen.

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung

der Doktorwürde

der naturwissenschaftlichen Fakultät

der Ludwig-Maximilians-Universität München

Eingereicht am

10. Mai 1938

von

HEINZ DORN

aus

München.

1. Berichterstatter: Prof. Dr. Walther Gerlach

2. Berichterstatter: Geheimrat Schmauß

Tag der mündlichen Prüfung: 30. Juni 1938

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Meiner Mutter
und meiner Braut
gewidmet.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548304_0188

Nichtgesättigte Ionisationsströme in Luft und ihr Verhalten bei Druckänderungen.

Unsere Atmosphäre ist kein idealer Isolator; diese Feststellung wurde schon vor mehr als 150 Jahren gemacht. Eine nähere Erklärung dieser Erscheinung gab erst die Theorie der Ionenleitung in Gasen. Die Atmosphäre erweist sich als ein ionisiertes Gas. Für die Bildung der Elektrizitätsträger in der unteren Atmosphäre kommt hauptsächlich die Strahlung der radioaktiven Substanzen, die sich im Erdboden und in der Luft vorfinden, in Betracht. Es sind dies vor allem die festen und gasförmigen Zerfallsprodukte des Radiums, Aktiniums und Thoriums. Sämtliche radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre würden durch Zerfall bald verschwinden, wenn nicht beständig vom Erdboden her, der Uran, dann alle seine Zerfallsprodukte bis einschließlich des Radiums sowie die Reihe der Thorium- und Aktiniumprodukte enthält, die Emanationen regeneriert würden. Es stellt sich ein Zustand her, den man das „Radioaktive Gleichgewicht" nennt.

Über die im Vorigen begründete Leitfähigkeit der Luft wurden nun einige Untersuchungen gemacht, und zwar zunächst nach der von Gerdien[1]) angegebenen Methode. Mittels eines Ventilators wurde ein konstanter Luftstrom durch einen Zylinderkondensator gesaugt. Die Ausmaße des Kondensators waren für die Außenelektrode 50 cm Länge und 19 cm Durchmesser und für die Innen-Elektrode 20 cm Länge und 1 cm Durchmesser. Die angelegte Spannung konnte variiert werden. Die Abhängigkeit des in diesem Kondensator fließenden Ionisationsstromes von der angelegten Spannung wurde auf zwei verschiedene Weisen gemessen: einmal, indem in den Stromkreis ein Einfadenelektrometer (Empfindlichkeit: 1 Volt = 5 Skalenteile) eingeschaltet und die Aufladezeit be-

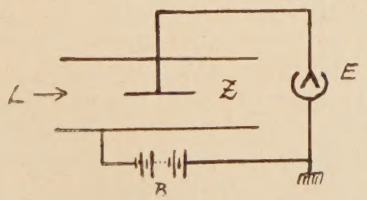

Abb. 1 (Schaltung I)

Z = Zylinderkondensator, E = Elektrometer, B = Batterie, L = Luftstrom.

stimmt wurde (Schaltung I); es ist hiebei der Strom umgekehrt proportional der Aufladezeit $i = c \frac{1}{u}$; u ist dabei die Wanderungsgeschwindigkeit des Elektrometerfadens innerhalb eines festgeleg-

1) Gerdien: Göttinger Nachrichten 1905, 240. — Phys. Z.S. 6, 800/1905.

ten Anfangs- und Endpotentials und c ist die Versuchskonstante.

Die andere Methode war die, daß der Spannungsabfall an einem hohen Widerstand ($1{,}5 \times 10^{10}$ Ohm) mit einem Einfadenelektrometer (Empfindlichkeit 1 Volt = 25 Skalenteile) gemessen wurde

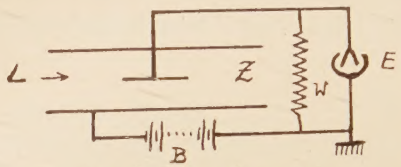

Abb. 2 (Schaltung II)

Z = Zylinderkondensator, E = Elektrometer, B = Batterie, W = hoher Widerstand, L = Luftstrom.

(Schaltung II). Auch mit dieser Meßanordnung wurde eine Strom-Spannungskurve aufgenommen. Der Verlauf der Kurven ist der, wie er von ionisierten Gasen bisher bekannt ist (vgl. Abb. 3).

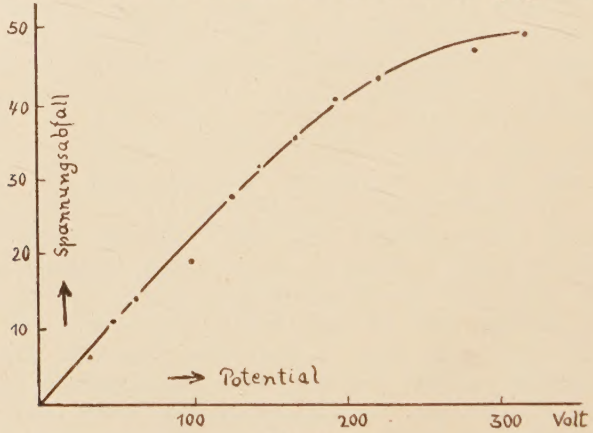

Abb. 3

Für genauere Untersuchungen von Ionisationsströmen ist jedoch diese Gerdien'sche Aspirationsmethode zu ungenau, d. h. die Stromwerte schwanken sehr stark, da es einerseits schwierig ist, einen vollkommen konstanten gleichmäßigen Luftstrom herzustellen, andererseits trotz allem nie stets die mit ständig gleichen Ionen besetzte Luft eingesaugt werden kann. Besonders in dem Gebiet außerhalb des geradlinigen Teiles der Strom-Spannungskurve (in diesem Fall von etwa 170 Volt Spannung an aufwärts) sind die durch die Unregelmäßigkeiten des Luftstromes bedingten Schwankungen sehr groß, weil bei diesen Feldstärken bereits fast alle vorhandenen Ionen zum Stromtransport verwendet werden und damit Schwankungen in der Ionenzahl bzw. Ionenart stark ins Gewicht fallen. Außerdem läßt sich bei der beschriebenen Methode schwer eine eindeutig definierte Druckänderung herstellen.

Um nun schwankungsfreiere Messungen ausführen zu können, wurde mit Hilfe eines Poloniumpräparates ein konstanter Ionenstrom in Luft erzeugt und dieser gemessen wie folgt.

Die Meßanordnung.

Als Meßkondensator oder sozusagen Ionisationskammer wurde ein Plattenkondensator verwendet. Er bietet neben anderem, was später noch besprochen werden soll, den Vorteil, daß die Entfernung der Platten und damit die Größe des ionisierten Luftvolumens leicht variiert werden kann; somit kann auch die Reichweite der von dem Poloniumpräparat ausgesandten α-Teilchen ganz oder nur teilweise ausgenützt werden. Die eine Kondensatorplatte ist fest, während die andere mit Trolitulstützen auf ersterer aufliegt. Trolitul wurde als ein Isoliermaterial, das an Güte dem Hartgummi mindestens gleichkommt, befunden. In diese Stützen wurden in gleichen Abständen Schlitze eingesägt, in die wahlweise die bewegliche Kondensatorplatte gesteckt werden konnte. Der Durchmesser der Kondensatorplatten von 17 cm wurde deshalb so groß gewählt, damit auch bei größeren Plattenabständen noch ein einigermaßen homogenes Feld vorhanden war und damit auch die größte Reichweite der α-Teilchen noch im homogenen Feld war. Dieser Kondensator befand sich in einem metallischen Gehäuse, das leicht zu öffnen war und auch luftdicht verschlossen werden konnte, so daß es für Unter- bezw. Überdruck auf längere Zeit dicht hielt. Die feststehende Kondensatorplatte war durch eine hochisolierte Durchführung durch das geerdete Gehäuse mit einem Einfadenelektrometer verbunden. Die bewegliche Platte, an der auch (wenn anderes nicht besonders bemerkt) bei den meisten Messungen das Poloniumpräparat angebracht war, war mit der Spannungsquelle, einer Anodenbatterie, verbunden. Die radioaktive Substanz des Poloniumpräparates war auf ein Kupferblech von etwa 1 cm^2 Fläche aufgebracht.

Vorerst wurde der Strom mit der einfachen Methode des konstanten Ausschlages (d. h. Messen des Spannungsabfalles an einem hohen Widerstand) gemessen. Die Elektrometerempfindlichkeit betrug bei diesen Messungen 11 Skalenteile pro Volt; die Eichkurve des Elektrometers verlief geradlinig. Mit dieser Meßanordnung lassen sich jedoch kleine Änderungen des Ionisationsstromes nicht genügend genau feststellen. Es wurde deshalb für die späteren Messungen eine Kompensationsschaltung verwendet, bei der der Spannungsabfall durch eine Gegenspannung kompensiert wurde. An dem Voltmeter konnte die kompensierende Spannung, die dem Spannungsabfall an dem hohen Widerstand entsprach, abgelesen werden; mit dem Elektrometer, das durch Erhöhen des Schneidenpotentials und Lockerung der Fadenspannung sehr empfindlich gemacht werden konnte, wurde die Änderung des Ionisationsstromes gemessen. Die Elektrometerempfindlichkeit von 60 Skalenteilen pro Volt genügte für die kleinsten vorkommenden Stromänderungen. Den Aufbau und die Schaltung zeigen Abb. 4 u. 5. Die Druckvariationen wurden durch Heben bzw. Senken von Quecksilber (wie Figur zeigt) erreicht. Der augenblicklich herrschende äußere Luftdruck wurde an einem Barometer, der in der Ionisationskammer herrschende Druck (Unter- bzw. Überdruck) an einem Hg-

Manometer abgelesen. Um einen Vergleich der entsprechenden Kurven untereinander von vorneherein zu ermöglichen, wurden die Messungen stets bei einem Ausgangsdruck von 720 mm Hg ausgeführt, wobei die jeweilige Differenz des äußeren Luftdruckes gegen 720 mm durch entsprechenden Unter- bezw. Überdruck in der Ionisationskammer ausgeglichen wurde.

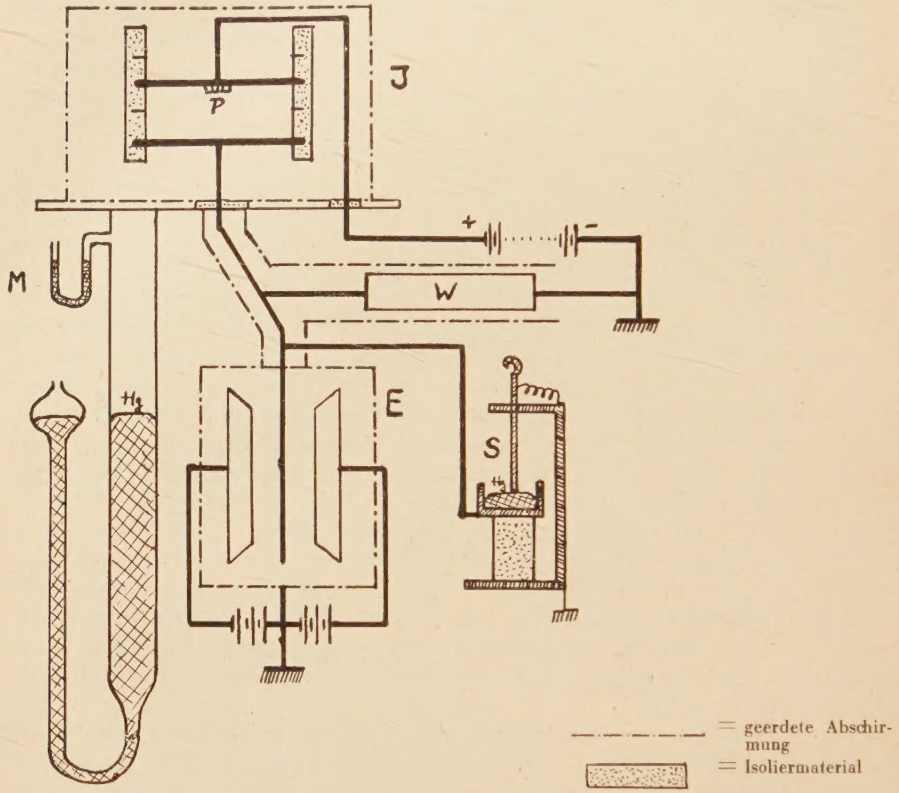

Abb. 4 Versuchsanordnung
J = Ionisationskammer, P = Poloniumpräparat, E = Elektrometer, W = Widerstand, S = Erdungsschlüssel, M = Manometer, V = Voltmeter.

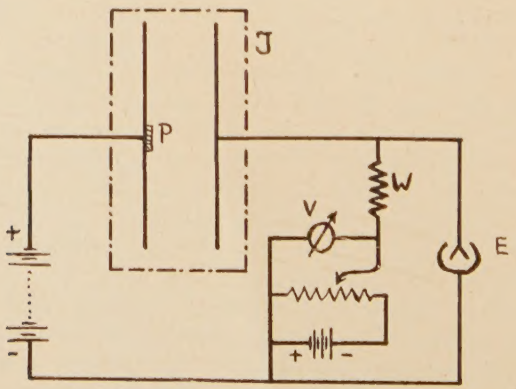

Abb. 5 Kompensationsschaltung

Die Meßergebnisse und ihre Diskussion.

Zunächst kurz etwas über den verwendeten hohen Widerstand. Es ist dies eine auf ein Porzellanröhrchen aufgebrachte Kohleschicht, die, um den Widerstand möglichst lang und damit groß zu bekommen, schraubenförmig aufgeteilt ist. Um den Widerstand vor äußeren Einflüssen zu schützen, war er frei schwebend in ein Glasrohr gebracht, das beiderseits verschlossen wurde. (Die Herstellerfirma des Widerstandes ist Siemens.) Für diesen Widerstand wurde nun auf galvanometrischem Weg eine Strom-Spannungskurve aufgenommen und damit seine Größe bestimmt. Der Widerstand geht in dem für die Messungen notwendigen Spannungsbereich linear. Bestätigt wird die Geradlinigkeit der Kurve durch eine Kontrollmessung, bei der die Aufladezeit eines Elektrometers als Maß für die Stromstärke benützt wird. Die Größe des Widerstandes ist $8{,}8\times10^{9}$ Ohm. Für die meisten Messungen wurde als Maß für den Ionisationsstrom gleich der Spannungsabfall in Volt genommen. Als Temperaturkoeffizient für den besprochenen Widerstand wird $-1\times10^{-3}/°$ C angegeben. Eine diesbezügliche Korrektion kommt jedoch nicht in Frage, da stets darauf geachtet wurde, daß die Messungen innerhalb eines möglichst kleinen Temperaturintervalles ausgeführt wurden. Ebenso mußte natürlich wegen der durch Temperaturänderung entstehenden Druckänderung in der Ionisationskammer auf genau gleiche Temperatur bei den verschiedenen Meßreihen geachtet werden, um die Kurven gegeneinander vergleichen zu können. Als stets gleichbleibende Temperatur wurde 18° C gewählt. Die Abweichungen davon betrugen maximal ½° C.

Die Kapazität der Meßanordnung (Elektrometer mit Ionisationskammer samt Zuleitungen) wurde bestimmt. Zu diesem Zweck wurde die Wanderungsgeschwindigkeit a_1 und a_2 des Elektrometerfadens erstens unter Zuschaltung eines Kondensators von bekannter Kapazität C und zweitens ohne diesen Kondensator bestimmt. Die Kapazität c des Elektrometers einschließlich der Kammer und der Zuleitungen berechnet sich dann aus der Gleichung:

$$\frac{C+c}{c} = \frac{a_2}{a_1};$$

als Mittelwert aus verschiedenen Messungen mit verschiedenen Kapazitäten C ergab sich c = 51 cm.

Die eigentlichen Messungen wurden eingeleitet durch eine Meßreihe, bei der für verschiedene Plattenabstände eine Strom-Spannungskurve aufgenommen wurde. Vergleiche dazu Abb. 6 und Abb. 7: Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Feldstärke Volt/cm. Gemessen wurde zunächst durchwegs bei konstantem Druck (720 mm) und konstanter Temperatur (18° C). Die dabei erhaltenen Kurven 1—9 lassen sich deutlich in zwei Gruppen teilen. Einmal solche, bei denen die Reichweite der α-Teilchen kleiner ist als der Kondensatorplattenabstand (Kurven 1—5) — es wird dabei also die ionisierende Wirkung der α-Teilchen voll ausgenützt — sodann die, bei denen die Reichweite der α-Teilchen größer als der

Plattenabstand ist, wodurch die ionisierende Wirkung der α-Teilchen nur teilweise ausgenützt wird (Kurven 6—9).

Bevor jedoch auf eine nähere Diskussion der Kurven eingegangen wird, sei zunächst einiges Grundsätzliche über die Ionisation durch α-Strahlen gesagt.

Als bisheriges Ergebnis steht fest, daß bei Ionisation durch α-Strahlen die Sättigung viel langsamer und erst bei beträchtlich höheren Werten der Spannung erreicht wird als z. B. bei Ionisation durch β- oder γ-Strahlen. Die Form der Sättigungskurve hängt wesentlich von der Form und Größe des Ionisierungsraumes ab und davon, ob das elektrische Feld mit der Strahlrichtung zusammenfällt oder senkrecht dazu steht. Über diese Tatsachen berichtet eine Arbeit von St. Meyer und V. F. Heß [2]). Eine weitere Arbeit, die besonders den Einfluß der Kondensatorform auf den Verlauf der α-Strahlensättigungskurve klargelegt, ist die von E. Regener [3]). Darnach ist in einem Halbkugelkondensator die Flugrichtung der α-Teilchen nahe oder vollkommen übereinstimmend mit der Richtung des elektrischen Feldes. Im Plattenkondensator dagegen haben nur die direkt senkrecht vom Präparat ausgehenden α-Teilchen genau dieselbe Richtung wie das Feld, alle anderen verlaufen in einem mehr oder weniger geneigten Winkel gegen das elektrische Feld und zwar ist der größte Teil stark geneigt gegen dasselbe. Weiterhin verweist Regener auf eine Arbeit von Moulin, worin gezeigt wird, daß die der α-Strahlenionisation charakteristische Kurve nur dann auftritt, wenn die Flugrichtung der ionisierenden α-Strahlen mit der Richtung der elektrischen Kraftlinien parallel ist, daß dagegen die anormale Sättigungsstromkurve umsomehr in eine normale übergeht, je mehr die Flugrichtung senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes gewählt wird. Die von den α-Strahlen in sehr großer Anzahl erzeugten Ionen befinden sich im Augenblick der Entstehung in einer dichten Reihe längs der Flugbahn der α-Teilchen. Verläuft nun die Richtung des elektrischen Feldes längs dieser Ionenreihe, so gehen die Ionen aneinander vorbei und finden auch noch bei hohen Feldstärken reichlich Gelegenheit zur Wiedervereinigung, wodurch der Verlust am Sättigungsstrom hervorgerufen wird. Bei transversalem Feld dagegen wird die Ionenreihe sofort auseinandergerissen, es findet nur die normale Wiedervereinigung statt und man erhält eine normale Sättigungsstromkurve. Beim Plattenkondensator ist der letztere Fall fast ganz verwirklicht, was als weiterer Vorteil für seine Verwendung bei Ionisationsmessungen spricht.

Zur Klarlegung der Frage über den Verlauf des Spannungsgefälles in einem Plattenkondensator bei Ionisation durch α-Strahlen tragen mehrere Arbeiten bei [4]). So hat Rutherford für den Fall der ungleichförmigen Ionisierung bei Verwendung radioaktiver Präparate — es entspricht dies den vorliegenden Messungen — über den Spannungsverlauf zwischen den Platten eines Kondensators

2) St. Meyer u. Heß: Wien. Ber. 120, 1187/1911.
3) E. Regener: Verh D.Phys.Ges. 13, 1065/1911.
4) Rutherford: Phil. Mag. 47, 109/1899. — Fonovits: Wien. Ber. 128, 761/1919. — Hornyak: Wien. Ber. 130, 135/1921. — Artner: Wien. Ber. 130, 253/1921.

Versuche gemacht und zwar mit Uranium (Reichweite 2,5 cm). Es ist daraus zu ersehen, daß das Spannungsgefälle in der Nähe der aktiven Platte am geringsten und am größten nahe der gegenüberliegenden Platte ist. In dem Raum um die aktive Platte und zwar noch innerhalb der Teilchenreichweite befinden sich Ionen beiderlei Vorzeichens — ein Gebiet, wo Wiedervereinigung zwischen Ionen stattfindet —, während in dem Raum außerhalb der Reichweite bis zur gegenüberliegenden Platte nur Ionen e i n e s Vorzeichens sind. Das Spannungsgefälle ist also nahe der aktiven Platte kleiner und nahe der inaktiven Platte größer als das mittlere Spannungsgefälle. Mit wachsender Plattenentfernung wird also (schwache Spannungen vorausgesetzt) bei gleichem mittleren Spannungsgefälle das Spannungsgefälle nahe der aktiven Platte kleiner werden. Es bleiben die Kurven mit größerem Plattenabstand anfangs hinter den Kurven für kleineren Plattenabstand zurück.

Wird nun diese Störung des elektrischen Feldes zwischen den Platten, die durch die unregelmäßige Verteilung der Ionen zustande kommt, in Betracht gezogen, so lassen sich die Ergebnisse der vorliegenden Messungen leicht überblicken. Zunächst seien die Kurven 1—5 (Abb. 6) besprochen; es sind dies die, bei denen die Reichweite der α-Teilchen noch innerhalb des Plattenzwischenraumes liegt. Es zeigt sich eine deutliche Veränderung des Kurvenverlaufes mit der Änderung des Plattenabstandes: je größer der Abstand,

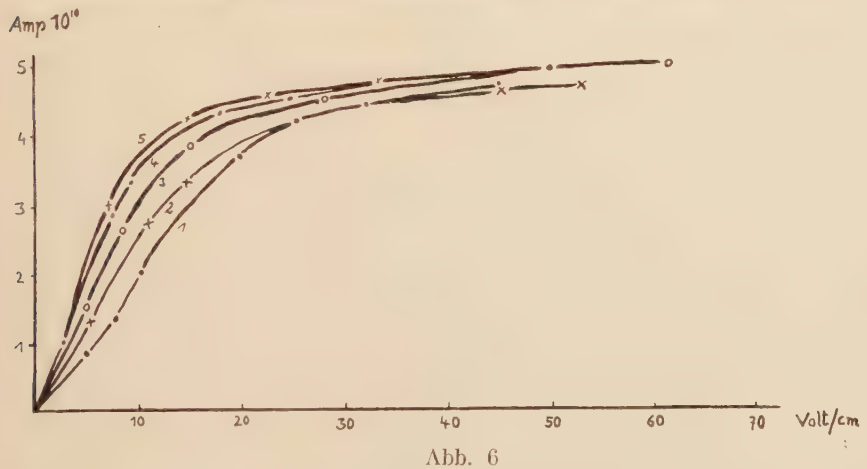

Abb. 6

Kurve 1 Plattenabstand 7.7 cm, Kurve 2 Pl.Abst. 6.5 cm, Kurve 3 Pl.Abst. 5.5 cm, Kurve 4 Pl.Abst. 4.5 cm, Kurve 5 Pl.Abst. 4.0 cm.

desto mehr bleibt für gleiches mittleres Spannungsgefälle anfangs die Größe des Ionisationsstromes zurück. Je größer dann die angelegte Spannung an dem Kondensator wird, desto weniger weicht das Spannungsgefälle an der aktiven Platte vom normalen Verlauf ab; die Kurven nähern sich also wieder und gehen ineinander über, sobald die Spannung so groß ist, daß die durch die ungleichmäßige Ionenverteilung verursachte Störung des elektrischen Feldes vollkommen verschwindet.

Daß die Kurven 1 und 2 nicht ganz dem gleichen Sattwert zu-

streben, wie die Kurven 3, 4, 5, liegt daran, daß die Aufnahme der Kurven 1 und 2 erst einige Zeit später erfolgte und in der Zwischenzeit das Polonium durch Zerfall bereits etwas schwächer war.

Um den Vergleich zwischen den Kurven zu ermöglichen, wurde als Abszisse bei den Kurven Abb. 6 und Abb. 7 das Spannungsgefälle (Volt/cm) aufgetragen.

Anders wird nun der Fall, wenn der Plattenabstand so klein wird, daß die volle Reichweite der ionisierenden α-Teilchen nicht mehr ganz innerhalb der beiden Kondensatorplatten liegt. Die Kur-

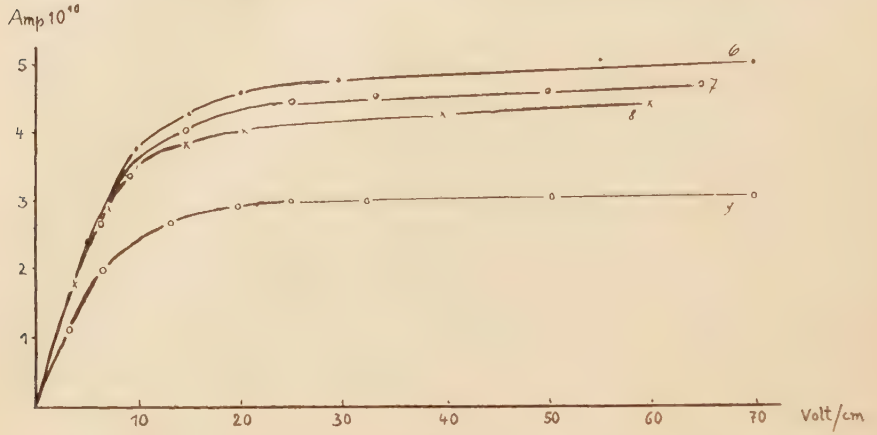

Abb. 7

Kurve 6 Plattenabstand 3.5 cm, Kurve 7 Pl.Abst. 3.0 cm. Kurve 8 Pl.Abst. 2.5 cm, Kurve 9 Pl.Abst. 1.4 cm.

ven 6—9 (Abb. 7) geben darüber Aufschluß. Das anfängliche Zurückbleiben der Kurven bei größerem Plattenabstand gegenüber denen bei geringerem Abstand fällt weg. Es besteht nahe der inaktiven Platte nicht mehr der Bereich, wo bisher unipolare Leitung stattfand; es bilden sich also nicht mehr die Störungen des Spannungsgefälles innerhalb des Kondensators aus. Der geradlinige Teil der Strom-Spannungskurve bleibt für alle Kurven 6—9 der gleiche. Sodann erhält man schon bei relativ geringen Spannungen Sättigungsstrom. Dieses letztere Resultat ist natürlich in erster Linie durch die Verringerung des Plattenabstandes und die dadurch bedingte Erhöhung der Feldstärke verursacht. Die Hauptursache bildet jedoch die Tatsache, daß die Ionenreihen, welche parallel zur Feldrichtung verlaufen, durch Verringerung des Plattenabstandes verkürzt werden. Der die Sättigung schädlich beeinflussende Effekt, welcher durch die Parallelität der Ionenreihen und des elektrischen Feldes entsteht, muß natürlich kleiner werden, wenn die Ionenreihen selbst kürzer werden (Regener [5]). Die gesamte von den α-Strahlen erzeugte Ionisation wird jedoch bei diesen Versuchen nicht gemessen, da die volle Reichweite der α-Teilchen nicht ausgenützt wird. Je geringer der Plattenabstand wird, desto kleiner wird ersichtlicherweise der Sättigungsstrom.

5) Regener: Verh.D.Phys.Ges. 13, 1065/1911.

Die Geradlinigkeit der Strom-Spannungskurven reicht nur bis zu einem vom jeweiligen Plattenabstand abhängigen Potential, tritt jedoch bei annähernd gleichem Sättigungsgrad ein, was die folgende Tabelle zeigt.

Kurve	Platten-abstand	Geradlinigkeit der Kurve von 0 bis Volt (Pot.)	Volt/cm	Sättigung in %
9	1,4	5	3,6	38
8	2,5	12	4.8	48
7	3,0	18	6,0	56
6	3.5	22	6,3	54
5	4,0	20	5,0	43
4	4,5	27	6,0	46
3	5.5	45	8,2	51
2	6,5	53	8,1	43
1	7,7	81	10,5	44

Um für sämtliche Kurven den Sattwert zu bekommen, was für die später zu besprechenden Angaben von Wichtigkeit ist, wurde, wie es auch Fonovits[6]) tut, extrapoliert wie folgt: Die Werte des Quotienten der Stromstärke J durch die Spannung V wurden als Funktion der Stromstärke aufgetragen und die entsprechende Kurve bis zum Schnitt mit der Abszissenachse verlängert. Der Schnittpunkt mit der Abszissenachse, also der Stromwert für $\frac{J}{V} = 0$, d. h. $V = \infty$ unendlich, ist der gesuchte Sattwert (vergl. Abb. 8).

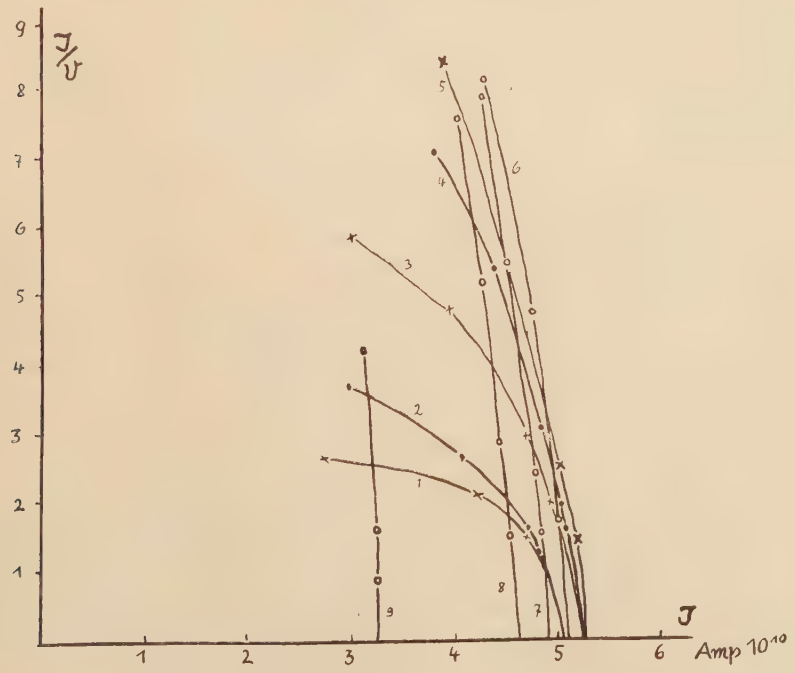

Abb. 8 Extrapolation zum Sattwert (Tabelle 1—9)

6) Fonovits: Wien. Ber. 128, 768/1919.

Die nun folgenden Meßergebnisse sollen zeigen, wie sich der Verlauf der Strom-Spannungskurve bei den verschiedenen Plattenabständen gestaltet, wenn in der Ionisationskammer ein Unter- bzw. Überdruck (zunächst in der Größe von 20 mm Hg) erzeugt wird. Als Ausgangskurve (Normalwert) wurde jeweils die Kurve bei 720 mm Hg angenommen. Die Messung erfolgte so, daß bei einem bestimmten Plattenabstand für die verschiedenen Spannungen zuerst bei 720 mm, dann bei 740 mm, dann wieder bei 720 mm, dann bei 700 mm und nochmals zur Kontrolle bei 720 mm abgelesen wurde. Die Kurven sind so gezeichnet, daß die durch die jeweilige Druckänderung entstandene Stromänderung (d. h. Änderung des Spannungsabfalles) als Differenz gegenüber der Normalkurve von 720 mm aufgetragen wurde.

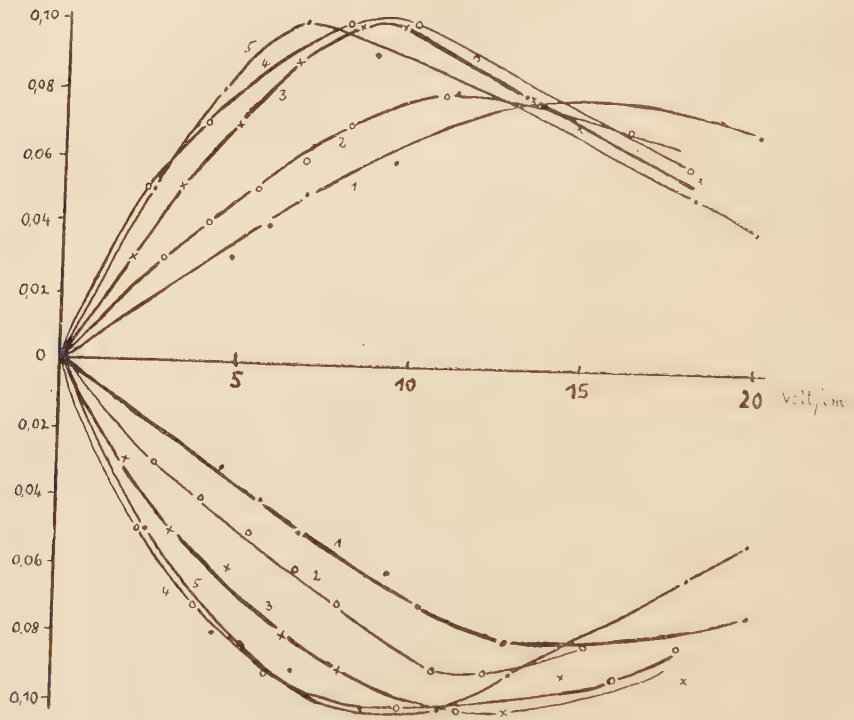

Abb. 9

Betrachtet man zunächst das Gebiet des geradlinig ansteigenden Teiles der Normalkurve von 720 mm, so zeigt sich für die verschiedenen Plattenabstände (es seien vorerst die Kurven 1—5 Abb. 9, Tabellen 1—5 besprochen) prinzipiell das Gleiche: Bei Druckgeradlinig verläuft, herrscht geringe Feldstärke, es sind noch geerhöhung eine Stromabnahme und bei Druckerniedrigung eine Stromzunahme. Die Größe der Abweichung vom Normalwert erreicht ein Maximum und zwar nahezu an der Stelle, wo der geradlinig ansteigende Kurventeil der Normalkurve in das halbgesättigte Gebiet übergeht. In dem Gebiet, wo die Strom-Spannungskurve

geradlinig verläuft, herrscht geringe Feldstärke, es sind noch genügend Ionen vorhanden, um einen dem angelegten Potential entsprechenden Stromtransport zu gewährleisten. Wird nun in diesem Gebiet der Druck erhöht, so bewirkt dies zunächst eine größere Dichte der Luft. Die Folge davon ist, daß einerseits zur Wiedervereinigung mehr Gelegenheit gegeben ist, wodurch für den Stromtransport nur noch weniger Ionen zur Verfügung stehen; andererseits wird die Beweglichkeit der Ladungsträger herabgesetzt. Beides bewirkt eine Stromabnahme.

Umgekehrt tritt bei Druckerniedrigung eine Stromzunahme ein; denn es sind pro Volumeinheit weniger Luftmoleküle vorhanden, was dem normalen Wiedervereinigungseffekt entgegenwirkt; außerdem ist die Möglichkeit für eine größere Ionenbeweglichkeit gegeben.

Die Größe des Maximums ist für die Kurven 1—5 annähernd gleich. Das kleinere Maximum der Kurven 1 und 2 erklärt sich aus dem auf Seite 9 (unten) Gesagten.

Das Maximum richtet sich nach dem durch den Plattenabstand gegebenen geradlinigen Teil der Normalkurve und liegt bei annähernd gleichem Sättigungsgrad, was nachfolgende Tabelle zeigt.

Kurve	Plattenabstand	Lage des Maximums bei Volt/cm	Sättigung in %
9	1,4	— 5,5	59
		+ 4,0	50
8	2,5	— 7,0	64
		+ 4,0	40
7	3,0	∓ 6,0	56
6	3 5	— 7.0	58
		+ 9,0	65
5	4,0	— 6,8	54
		+10,0	68
4	4.5	∓ 9,0	61
3	5 5	— 9,0	55
		+11,5	65
2	6,5	∓11,5	57
1	7,7	∓15,0	59

In dieser Tabelle bedeutet das — Zeichen den Wert für Unterdruck, das + Zeichen den Wert für Überdruck.

Steigert man nun die Feldstärke weiter, so kommt man in das halbgesättigte Gebiet. Die Differenz der Stromwerte bei Unter- bzw. Überdruck gegenüber dem Normalwert von 720 mm wird immer geringer, weil ungeachtet des durch die Druckverhältnisse veränderten Wiedervereinigungseffektes und der geänderten Beweglichkeit mit steigender Feldstärke alle gebildeten Ionen zum Stromtransport herangezogen werden. Daraus ergibt sich ein allmähliches Annähern der 700 mm- und 740 mm-Kurve an die Normalkurve von 720 mm.

Vermindert man den Plattenabstand nun derart, daß er kleiner

ist als die Reichweite der α-Teilchen, so tritt der Effekt auf, daß bei Überdruck der Ionisationsstrom gegenüber dem Normalwert von 720 mm zunächst abnimmt, mit steigender Feldstärke wieder gleich und weiter sogar größer als der Normalwert wird. Dieser Effekt liegt zwar bereits in dem Gebiet, wo nicht mehr einwandfreie Ablesungen möglich sind (über die Genauigkeit der Ablesun-

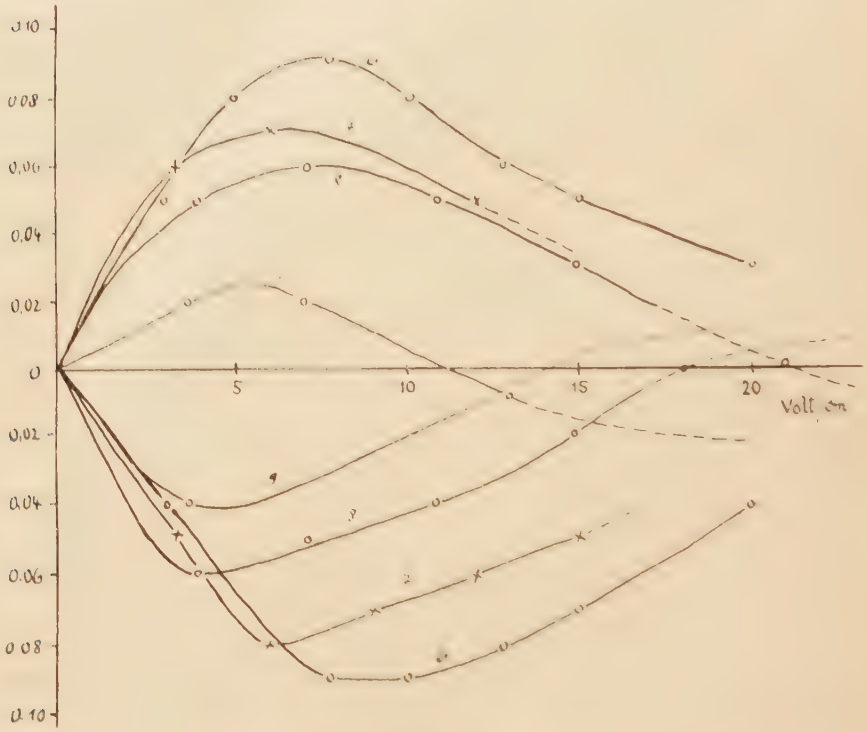

Abb. 10

gen wird auf Seite 15 Näheres gesagt), doch der Effekt an sich ist gut feststellbar. Der Anstieg und das Maximum der Kurven 6—9 (Abb. 10, Tabelle 6—9) ist analog den bereits besprochenen Kurven 1—5; es tritt auch hier das Maximum bei einer Sättigung von ungefähr 60 % ein, wie die Tabelle auf Seite 13 zeigt. An der Stelle, wo die 700 mm- bzw. 740 mm-Kurven die Normalkurve von 720 mm schneiden, ist bereits eine Sättigung von etwa 85 % erreicht.

Kurve	Plattenabstand	Schnittpunkt mit der Normalkurve von 720 mm bei Volt/cm	Sättigung in %
9	1,4	14	85
8	2,5	15	84
7	3,0	20	87

In diesem Schnittpunkt stehen sich zwei Effekte gleichwertig gegenüber: 1. die durch erhöhten Druck verringerte Beweglichkeit der Ionen, sowie die größer gewordene Wiedervereinigungsmög-

lichkeit und 2. die Tatsache, daß bei dichterer Packung der Luftmoleküle eine größere Ionistionsmöglichkeit besteht, d. h. daß die Reichweite der α-Teilchen verkürzt wird und somit ein größerer Teil der α-Strahlenbahn zur Geltung kommt — ein Effekt, der in dem halbgesättigten Gebiet, wo fast alle Ionen zum Stromtransport benötigt werden, wirksam wird. Wird nun die Feldstärke noch weiter gesteigert, so tritt sozusagen ein Sättigungsverzug ein; es wird dem einzelnen α-Teilchen durch die dichtere Packung der Luftmoleküle eine größere Ionisierungsmöglichkeit gegeben, es werden für den Stromtransport mehr Ionen zur Verfügung gestellt als bei Normaldruck.

Analog verhält es sich bei einer Druckverminderung. Im geradlinigen Teil der Normalkurve von 720 mm nimmt zunächst der Ionisationsstrom bei Druckabnahme zu, erreicht sein Maximum und nähert sich wieder dem Normalwert. In dem Schnittpunkt mit der 720 mm-Normalkurve, der wie oben auch bei einer Sättigung von etwa 85% eintritt, hält die durch niedrigeren Druck gegebene geringere Wiedervereinigung sowie die größere Beweglichkeit der Ionen der infolge geringerer Packung der Luftmoleküle gegebenen schwächeren Ionisierung das Gleichgewicht. Bei noch höheren Feldstärken — also ganz nahe der Sättigung — wird durch Unterdruck der Sättigungsstrom erniedrigt, da weniger Ionen infolge geringerer Luftdichte gebildet werden können; es wird nur ein kleinerer Teil der Reichweite der α-Teilchen ausgenützt als beim Normaldruck.

Die Erscheinung, daß von einem gewissen Sättigungsgrad an bei Druckerhöhung eine Stromzunahme und bei Druckerniedrigung eine Stromabnahme eintritt, ist ersichtlicherweise ein Charakteristikum lediglich für die Kurven 6—9, da hierbei die Veränderung der Reichweite der α-Teilchen die ausschlaggebende Rolle spielt.

Der Meßgenauigkeit ist, je näher man an die Sättigung kommt oder je kleiner die Druckänderung und die dadurch bedingte Stromänderung wird, eine Grenze gesetzt durch die Schwankungen der radioaktiven Strahlung.

Es ist bekannt, daß die Intensität der Strahlung einer radioaktiven Substanz unregelmäßigen Schwankungen unterworfen ist. Untersuchungen darüber wurden von Kohlrausch [7]) gemacht. Auch eine Arbeit von Ernst [8]) behandelt dieses Problem ausführlich. Es wird vor allem über die radioaktiven Schwankungen bei Verwendung nichtgesättigter Ströme berichtet. Als Ergebnis seiner Messungen stellt Ernst fest, daß die Werte der prozentischen Schwankung (drückt man die Stromschwankung i in Bruchteilen des mittleren Gesamtstromes J aus, so erhält man die prozentische Schwankung ε) umso kleiner werden, je geringer der Sättigungsgrad des Ionisationsstromes ist. Diese Abhängigkeit der prozentischen

---

7) Kohlrausch: Wien. Ber. 115, 673/1906; vergl. auch Bormann: Wien. Ber. 127, 2347/1918.

8) Ernst: Ann. d. Phys. 48, 877/1915; Schweidler: ebenda 49, 594/1916.

Schwankungen der Strahlung des Poloniumpräparates von dem Sättigungsgrad des erzeugten Ionisationsstromes wurde bei den vorliegenden Versuchen geprüft und auch ein ähnlicher Verlauf festgestellt.

Für diese wie für alle folgenden Messungen wurde die anfangs beschriebene Kompensationsschaltung verwendet. Als Plattenabstand wurde 1,2 cm gewählt, weil dann bei dem Normaldruck von 720 mm Hg und 18 C die Reichweite der α-Teilchen mit 1,17 cm gerade noch innerhalb der Kondensatorplatten liegt. Da die Schwankungen sehr unregelmäßig sind, wurde für jeden Meßpunkt eine Beobachtungszeit von mehreren Minuten benötigt. Als Schwankung wurden die beim Hin- und Hergehen des Elektrometerfadens im Mittel überstrichenen Skalenteile genommen.

Wie nun die prozentischen Schwankungen mit steigendem Potential an der Ionisationskammer besonders in der Nähe des Sättigungsstromes zunehmen, zeigen die Kurven Abb. 11 (Tabelle 10 a—e).

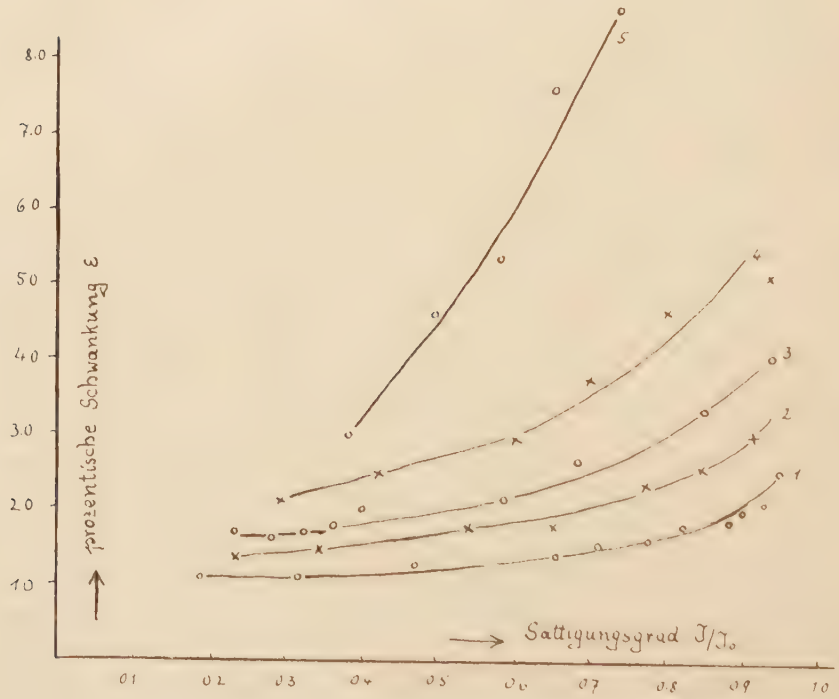

Abb. 11

Weiterhin läßt sich eine Abhängigkeit der Größe der prozentischen Schwankungen von der Ionisierungsstärke des Poloniumpräparates feststellen, was nachfolgende Tabelle erläutern soll. Als Maß für die Ionisierungsstärke wird der jeweilige Sattstrom verwendet.

	Ionisierungsstärke in Amp.	proz. Schwankung bei einer Sättigung 40%	50%	60%	70%
1.	$3{,}16\times10^{-10}$	1,25	1,30	1,40	1,55
2.	3,05	1,45	1,55	1,75	1,95
3.	2,26	1,80	2,10	2,30	2,65
4.	1,65	2,30	2,65	3,00	3,50
5.	0,295	3,10	4,40	5,90	8,00

Die Werte 1—4 stammen vom gleichen Präparat und sind in verschiedenen Zeitabständen gemessen. Der Wert 5 stammt von einem bedeutend schwächeren Präparat.

Die Abhängigkeit verläuft darnach in dem Sinn, daß bei einem schwächeren Präparat die prozentischen Schwankungen größer sind als bei einem stärkeren. Es besteht also ein Zusammenhang mit der von Schweidler angegebenen Formel für radioaktive Schwankungen, die jedoch nur für Sättigungsstrom ihre Gültigkeit hat: $\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{Z}}$, wobei Z die Teilchenzahl pro Zeiteinheit bedeutet.

Diese Schwankungen machen es unmöglich, z. B. in dem Gebiet nahe der Sättigung noch genaue Werte abzulesen, geschweige denn Stromänderungen, die kleiner sind als die Schwankung selbst, festzustellen. Es kann nur die Tendenz einer Stromzu- bzw. -abnahme noch abgeschätzt werden. Die Kurven sind deshalb in diesem ungenauen Gebiet gestrichelt gezeichnet.

Es wurde nun versucht, bei einem möglichst geringen Sättigungsgrad, d. h. geringen prozentischen Schwankungen, die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von Druckänderungen zu bestimmen und es gelang noch 5 mm Druckunterschied mit einer Stromänderung in

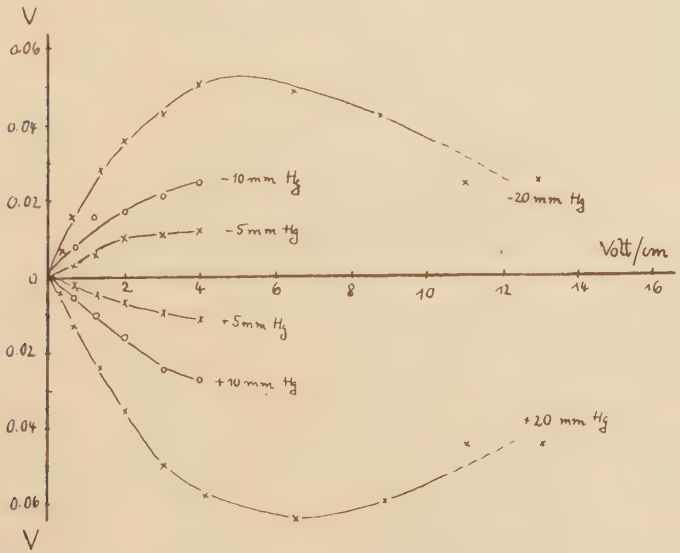

Abb. 12

oben besprochenem Sinn einwandfrei nachzuweisen. Diese kleinen Druckänderungen lassen sich doch nur bis zu einem Sättigungsgrad von etwa 40% gut feststellen; denn von hier ab überwiegt die Größe der prozentischen Schwankung.

Bei der Umrechnung der abgelesenen Skalenteile in Volt-Spannungsabfall wurde berücksichtigt, daß das Elektrometer bei seiner empfindlichen Einstellung vom Nullpunkt aus für eine negative Aufladung eine etwas andere Eichkurve hatte wie für eine positive Aufladung. Der Nullpunkt des Elektrometerfadens war auf die Mitte der Skala verlegt, ein Ausschlag nach links bedeutete eine negative Aufladung, ein solcher nach rechts eine positive Aufladung.

Zu den Kurven Abb. 12 (Tabelle 11) sei folgendes gesagt: Der Sättigungsstrom betrug bei dieser Messung (extrapoliert) $1{,}2\times10^{-10}$ Amp. Bei einem Sättigungsgrad von etwa 43% ergab sich bei Druckänderung folgengendes:

Druckänderung	Abweichung des Stromes vom Normalwert bei Überdruck	bei Unterdruck
5 mm	—0,76%	+0,76%
10 mm	—1,75%	+1,58%
20 mm	—3,73%	+3,16%

Aus dieser Tabelle wie aus den Kurven geht hervor, daß eine Druckerhöhung um 20 mm ein absolut genommen größeres Maximum am Stromabnahme erreicht, wie eine gleichgroße Druckverminderung an Stromzunahme — gleiche Verhältnisse vorausgesetzt. Sodann tritt dieses Maximum bei Unterdruck bereits bei einem niedrigeren Potential an der Ionisationskammer ein als bei Überdruck. Eine Erklärung dieses Kurvenverlaufes läßt sich finden, wenn man die Auswirkungen einer Druckänderung auf den Ionenhaushalt in der Ionisationskammer näher betrachtet. Durch Druckerhöhung tritt zwar aus den besprochenen Gründen eine Ionisationsstrom-Erniedrigung ein; jedoch bewirkt diese auch ein mit steigendem Potential langsameres Erreichen des Sättigungsstromes; es wird damit auch die 740 mm-Kurve noch bei etwas höherem Potential geradlinig verlaufen als es bei der 720mm-Kurve der Fall ist, d. h., das Maximum wird nach höherem Potential verschoben. Dadurch, daß dieses Maximum z. B. bei einer Druckerhöhung erst bei einem höheren Potential eintritt, muß diese Druckerhöhung auch einen prozentual größeren Effekt herbeiführen als eine gleichgroße Druckerniedrigung, die bereits bei einem niedrigeren Potential das Maximum hat und damit nur eine entsprechend kleinere Stromänderung bewirken kann.

Bei der vorliegenden 20 mm-Kurve (Abb. 12) tritt das Maximum wie folgt ein:

Lage des Maximums bei		Sättigungsgrad J/Jo
20 mm Überdruck	6,5 Volt/cm	57%
20 mm Unterdruck	5,0 Volt/cm	50%

Größe des Maximums:

20 mm Überdruck 0,065 Volt Spgs.Abf. = 3,3% des Gesamtstromes
20 mm Unterdruck 0,051 Volt Spgs.Abf. = 2,8% des Gesamtstromes

Nicht zuletzt wirkt auch im Sinne des beobachteten Effektes für den vorliegenden Fall die Tatsache, daß bei dem gegebenen Plattenabstand von 4,2 cm bei Überdruck die Ionisation der α-Teilchen voll ausgenützt wird, während bei Unterdruck von der Länge der α-Teilchenbahn der letzte Millimeter nicht mehr innerhalb des Plattenkondensators zur Geltung kommt.

Die Reichweite der α-Teilchen ergibt sich [9]) wie folgt:

Druck	700 mm	18° C	Reichweite	4,28 cm
	720 mm			4,17 cm
	740 mm			4,06 cm

Die Verschiebung des Maximums bei Unterdruck gegenüber dem bei Überdruck ist auch bei den früheren Kurven Abb. 9 Tabelle 1—5 zu erkennen.

Bei den besprochenen Versuchen, die den Zusammenhang zwischen Ionisationsstrom und Druckvariation darlegten, zeigte sich noch ein weiterer Effekt. Erfolgte die Druckänderung rasch, so folgte nicht unmittelbar die Einstellung des Elektrometerfadens. Für die genauere Untersuchung dieses Effektes wurde ausgehend von 720 mm Druck (und 18° C) ein Unter- bzw. Überdruck von 35 mm erzeugt. Der Plattenabstand an dem Plattenkondensator wurde auf 4,7 cm festgelegt, damit in dem Bereich der Druckänderungen stets die ganze Reichweite der ionisierenden α-Teilchen zur Messung gelangte. Das Potential an der Ionisationskammer wurde variiert, und zwar wurde 5,5 10 und 12 Volt Spannung gemessen. Bei größeren Feldstärken läßt sich die Wanderung des Elektrometerfadens nicht mehr eindeutig definieren, da sie von der radioaktiven Schwankung stark gestört wird. Es wurde vorerst mit langsamer Expansion bzw. Kompression begonnen. Benötigte die Druckänderung mehr als 4 Sekunden Zeit, so vermochte der Elektrometerfaden unmittelbar zu folgen, d. h. die Änderung der Leitfähigkeit erfolgte gleichzeitig. War jedoch die Expansions- bzw. Kompressionszeit kleiner als 1 Sekunden, so ging die Einstellung des Elektrometerfadens nicht mehr gleichzeitig mit der Druckänderung, sondern folgte langsamer nach. Bei einer plötzlichen Druckänderung, die an sich etwa 0,3—0,5 Sekunden für sich in Anspruch nahm, dauerte es etwa 4 Sekunden, bis die dem neuen Druck entsprechende Leitfähigkeit hergestellt war.

Es wirken hier mehrere Faktoren zusammen, die dieses Nachhinken der Leitfähigkeit hinter einer plötzlichen Druckänderung bedingen:

1. Die Zeit, die die Druckänderung an sich braucht; es war dies 0,3—0,5 Sekunden.
2. Die Zeit, die der Elektrometerfaden infolge seiner Trägheit an sich benötigt, um bei einer direkten Aufladung (d. h. ohne Zuschaltung der Ionisationskammer) über 3 Skalenteile — wie es beim vorliegenden Versuch der Fall war — hinwegzuwandern. Es war etwa 0,1 Sekunde.
3. Die Zeit, die verstreicht, bis die durch die Meßanordnung gege-

9) nach Angaben aus: St. Meyer und E. v. Schweidler „Radioaktivität".

bene Kapazität von 51 cm von dem durch die Druckänderung bewirkten zusätzlichen Strom über den hohen Widerstand der Ionisationskammer aufgeladen bzw. infolge des abnehmenden Stromes teilweise entladen war. Diese Zeit läßt sich formelmäßig errechnen. Für die gegebenen Versuchsdaten:

Kapazität C = 51 cm

Widerstand der Ionisationskammer W = $1{,}8 \times 10^{11}$ Ohm

Anfangspotential V_a = 0,250 Volt

Endpotential V_e = 0,275 Volt

ergibt sich für die Aufladezeit bzw. Entladezeit etwa 0,9 Sekunden.

Daß trotzdem der Elektrometerfaden in dem vorliegenden Fall mindestens 4 Sekunden bis zu seiner endgültigen Einstellung benötigt, dafür ist der Effekt verantwortlich zu machen, daß die durch eine Druckänderung gegebene Änderung der Wiedervereinigung nicht momentan erfolgt. Aus den Versuchen ergibt sich, daß sowohl eine Expansion (d. h. Verkleinerung der Wiedervereinigung) als auch eine Kompression (d. h. Vergrößerung der Wiedervereinigung) annähernd die gleiche Zeit benötigen, um sich auf den endgültigen Wert einzustellen.

Durch die plötzliche Expansion werden ionisierte Teilchen aus dem elektrischen Feld des Plattenkondensators herausgenommen, und erst die in dem neuen Dichtezustand ionisierten Teilchen werden wieder ausschließlich zum Stromtransport verwendet, haben jedoch auf ihrem Weg weniger Möglichkeit zu einer Wiedervereinigung, weshalb der Strom ansteigt.

Bei einer plötzlichen Kompression werden ungeladene Teilchen in das elektrische Feld gebracht, und diese müssen erst ionisiert werden, um dann auf ihrem Weg zu der Kondensatorplatte durch Wiedervereinigung, die bei der dichteren Packung größer ist, als Elektrizitätsträger teilweise wieder auszuscheiden. Die Folge ist dann eine Stromabnahme. Die volle Wirkung der größer gewordenen Wiedervereinigungsmöglichkeit kommt erst dann zur Geltung, wenn alle neu zugebrachten Teilchen ionisiert sind.

Es wurde weiterhin der Versuch gemacht, die Kondensatorplatte, an der das Poloniumpräparat angebracht war, bei einer Meßreihe an den positiven Pol, bei einer anderen Meßreihe an den negativen Pol der Batterie zu legen. Im ersteren Fall ergab sich eine positive Aufladung, im anderen Fall eine negative Aufladung des Elektrometers. Dabei stellte sich heraus, daß bei der negativen Aufladung unter sonst gleichen Bedingungen höhere Stromwerte erreicht wurden, als bei positiver Aufladung. Die Differenz in den beiden Meßreihen liegt darin begründet, daß die Beweglichkeit der negativen Ionen größer ist als die Beweglichkeit der positiven Ionen [10]). Bei höheren Feldstärken jedoch gleicht sich diese Differenz wieder aus. Die folgende Tabelle soll diesen Sachverhalt näher erläutern.

10) Rutherford: Phil. Mag. 47, 109/1899. — Fonovits: Wien. Ber. 128, 761/1919.

Volt Pot.	Spannungsabfall +Aufladg.	—Aufladg.	Differenz in Volt	Differenz in % gegen —Aufladg.
2,7	0,205	0,210	0.005	2.4
4,1	315	339	024	7,1
5,6	425	450	025	5.5
6,9	525	570	045	7,9
8,3	630	676	046	6.8
9,6	722	780	058	7,5
11,0	815	880	065	7,4
12.2	883	950	067	7,1
21,5	1,320	1,380	060	4,4
30	1,560	1,610	050	3,1
63	1,900	1.900	0	0
124	2,06	2,06	0	0

Über eine Zeit von 300 Tagen stehen mehrere unter den gleichen Bedingungen gemessene Sattwerte Jo des gleichen Präparates zur Verfügung.

Tage	Sattwert Jo
0	$7{,}6\times10^{-10}$ Amp.
70	5,3
110	4.2
180	3,1
230	2,45
240	2,26
300	1,65

Zur Bestimmung der Halbwertszeit sind nun diese Sattwerte Jo als Maß für die Ionisierungsstärke des Poloniumpräparates in

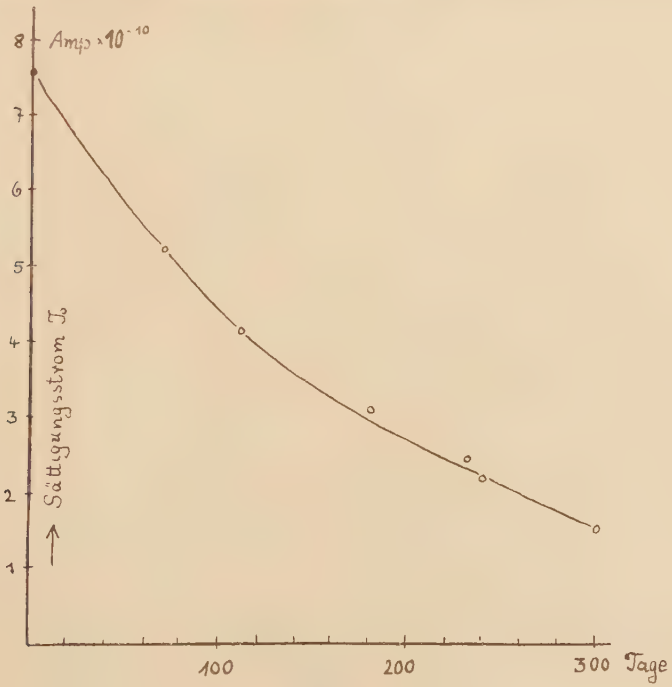

Abb. 13

Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Aus dem Kurvenverlauf Abb. 13 läßt sich als Halbwertszeit des Poloniums im Mittel 136 Tage feststellen. Die in der Literatur bisher mitgeteilten Werte für die Halbwertszeit des Poloniums schwanken zwischen 134 und 140 Tagen.

*

Als Ergebnis der vorliegenden Arbeit lassen sich folgende Punkte zusammenstellen:

1. Es wurde die Abhängigkeit des mit Hilfe eines Poloniumpräparates erzeugten Ionisationsstromes von kleinen Druckänderungen gemessen und zwar im Bereich kleiner Feldstärken, d. h. im ungesättigten Gebiet. Es ergab sich für eine Druckerhöhung eine Stromabnahme und für eine Druckerniedrigung eine Stromzunahme. Die Stromab- bzw. -zunahme erreicht ein Maximum gegenüber der Normaldruck-Kurve. Dieses Maximum richtet sich nach dem geradlinigen Teil der Normaldruck-Kurve und liegt bei annähernd gleichem Sättigungsgrad (etwa 60%).
2. Bei den Messungen wurde der Plattenabstand des Meßkondensators (Ionisationskammer) zwischen 7,9 cm und 1,4 cm variiert.
   Für die Plattenabstände, die größer als die α-Strahlenreichweite waren, ergab sich bei Annäherung an den Sattstrom ein allmähliches Übergehen der Unter- bzw. Überdruckkurven in die Normalkurve.
   Für die Plattenabstände, die kleiner als die Reichweite der α-Strahlen waren, ergab sich bei einer Sättigung von etwa 85% an eine Umkehrung des Effektes, d. h. die durch die Druckänderung erfolgte Reichweitenänderung der α-Teilchen wirkte sich so aus, daß ein Unterdruck Stromabnahme und ein Überdruck eine Stromzunahme mit sich brachte.
3. Die Abhängigkeit der radioaktiven Schwankung von dem an die Ionisationskammer angelegten Potential wurde gemessen. Es ergab sich daraus eine vom Sättigungsgrad sowie von der Präparatstärke abhängige Grenze für die Meßgenauigkeit von kleinen Ionisationsstromänderungen. Im vorliegenden Fall konnte eine Druckänderung von 5 mm Hg bis zu einer Sättigung von 40% noch einwandfrei nachgewiesen werden.
4. Es wurden Versuche gemacht, inwieweit die durch eine Druckänderung bedingte Ionisationsstromänderung auch einer sehr schnellen Druckänderung folgen kann. Es zeigte sich, daß die Leitfähigkeit (für die vorliegende Meßanordnung) mindestens 4 Sekunden Zeit benötigt, um sich auf den dem neuen Dichtezustand entsprechenden Wert einzustellen, und das auch dann, wenn die Druckänderung in 0,5 Sekunden beendet war. Dieses Nachhinken der Leitfähigkeit erklärt sich dadurch, daß die infolge einer Druckänderung gegebene Änderung der Wiedervereinigung nicht momentan erfolgt.
5. Da die Messungen über längere Zeit hin unter stets gleichen Bedingungen mit dem gleichen Präparat ausgeführt wurden, konnten die Werte benutzt werden, um die Halbwertszeit des Poloniums zu bestimmen. Es ergab sich in befriedigender Übereinstimmung mit den bisher bekannten Werten 136 Tage.

Den Anlaß zur diesen Untersuchungen gab die Frage, inwieweit die in der Atmosphäre vorkommenden Druckschwankungen sich auf die Leitfähigkeit auswirken. Die Ergebnisse dieser Arbeit — auf atmosphärische Verhältnisse übertragen — zeigen, daß eine Druckänderung eine Leitfähigkeitsänderung zur Folge hat. Storm van Leeuwen und Booij [11]) berichten über lang- und kurzperiodige Druckschwankungen, die sich bei Föhn einstellen. Im Hinblick auf diese Arbeiten wurde weiterhin nachgewiesen, daß selbst bei kurzzeitigen Druckänderungen die Änderung der Leitfähigkeit unmittelbar mit der Druckänderung erfolgt; es besteht jedoch eine Grenze für die Geschwindigkeit der Druckänderung, von wo an die Leitfähigkeit nicht mehr unmittelbar folgen kann. Vergleiche dazu Punkt 4 dieser Zusammenstellung.

*

Die vorliegende Arbeit wurde am Physikalischen Institut der Universität München ausgeführt. Dem Vorstand des Institutes Herrn Professor Dr. Walther Gerlach danke ich für die bereitwillige Zurverfügungstellung der Hilfsmittel sowie für persönliche Ratschläge bei der Ausführung der Arbeit. Herrn Geheimrat Schmauß bin ich für die freundlicherweise übernommene Lesung der Arbeit und die gegebenen Anregungen sehr zu Dank verpflichtet.

11) Storm van Leeuwen und Booij: Gerl. Beitr. Bd. 39, 105/1933. Booij.: Münch. Med. Wochenschrift 84, 135/1937.

Volt Spannung V	Volt/cm	Atmosphärendruck (720 mm Hg; 18° C) Spannungsabfall Skala	Spannungsabfall Volt	Ampere $J \times 10^{10}$	$J \cdot V$ 10^{12}	Sättiggs.-grad J/J_0 %	Überdruck von 20 mm Spannungsabfall Skala	Spannungsabfall Volt	Differz. geg. 720 mm in Volt	Unterdruck von 20 mm Spannungsabfall Skala	Spannungsabfall Volt	Differz. geg. 720 mm in Volt
10	1.3	1.5	0.13	0.15	1.50	3						
36	4.7	8.1	0.74	0.84	2.33	16,7	7.8	0.71	—0.03	8.5	0.77	+0.03
45	5.85	10.6	0.97	1.10	2.15	21.9	10.2	0.93	—0.04	11.0	1.01	+0.04
53	6.9	13.2	1.20	1.37	2.59	27.3	12.6	1.15	—0.05	13.8	1.25	+0.05
73	9.5	18.8	1.71	1.94	2.66	38.6	18.1	1.65	—0.06	19.5	1.77	+0.06
81	10.5	21.4	1.95	2.22	2.71	44.2	20.6	1.88	—0.07	22.1	2.01	+0.06
100	13.0	25.6	2.34	2.67	2.67	53.2	24.8	2.26	—0.08	26.5	2.42	+0.08
154	20.0	36.5	3.32	3.77	2.45	75.1	35.8	3.25	—0.07	37.2	3.39	+0.07
197	25.6	41.0	3.73	4.21	2.15	84.5	40.4	3.68	—0.05	41.5	3.78	+0.05
245	31.9	44.0	4.00	4.55	1.85	90.7	43.5	3.96	—0.04	44.3	4.03	+0.03
298	38.7	45.5	4.14	4.70	1.58	93,7						
345	44.8	46.2	4.20	4.78	1.39	95.2						

$J_0 = 5.02 \times 10^{-10}$ Amp.

TABELLE 1

Plattenabstand 7.7 cm

10	1.5	2.5	0.22	0.25	2.5	5						
18	2.8	5.8	0.53	0.60	2.95	12.0	5.5	0.50	—0.03	6.1	0.56	+0.03
27	4.1	9.6	0.88	1.00	3.70	20.0	9.2	0.84	—0.04	10.0	0.92	+0.04
36	5.5	13.5	1.23	1.40	3.89	27.9	13.0	1.18	—0.05	14.0	1.28	+0.05
45	6.9	17.4	1.58	1.80	4.00	35.9	16.7	1.52	—0.06	18.0	1.64	+0.06
53	8.1	21.0	1.91	2.17	4.10	43.2	20.2	1.84	—0.07	21.8	1.98	+0.07
73	11.1	27.1	2.47	2.81	3.85	56.0	26.1	2.38	—0.09	28.0	2.55	+0.08
81	12.4	29.7	2.70	3.07	3.78	61.2	28.6	2.61	—0.09	30.6	2.78	+0.08
100	15.3	33.3	3.03	3.44	3.44	68.6	32.4	2.95	—0.08	34.1	3.10	—0.07
154	23.5	40.2	3.65	4.15	2.70	82.7	39.5	3.59	—0.06	40.8	3.71	—0.06
197	30.1	42.8	3.89	4.42	2.24	88.1	42.4	3.85	—0.04	43.2	3.93	+0.04
245	37.5	44.7	4.06	4.62	1.88	92.1						
298	45.5	46.0	4.17	4.74	1.59	94.5						
345	53.0	46.5	4.23	4.81	1.39	95.9						

$J_0 = 5.02 \times 10^{-10}$ Amp.

TABELLE 2

Plattenabstand 6.5 cm

Volt Spanng. V	Volt/cm	Atmosphärendruck (720 mm Hg; 18° C) Spannungsabfall Skala	Spannungsabfall Volt	Ampere $J \times 10^{10}$	$J_i V$ 10^{12}	Sättiggs.-grad J/J_0 %	Überdruck von 20 mm Spannungsabfall Skala	Spannungsabfall Volt	Differz. geg. 720 mm in Volt	Unterdruck von 20 mm Spannungsabfall Skala	Spannungsabfall Volt	Differz. geg. 720 mm in Volt
5	0.9	2.8	0.26	0.29	5.9	5.6						
10	1.8	5.1	0.47	0.53	5.35	10.1	4.9	0.44	—0.03	5.5	0.50	+0.03
18	3.3	10.6	0.97	1.10	6.11	20.8	10.0	0.92	—0.05	11.2	1.02	+0.05
27	4.9	16.0	1.45	1.65	6.12	31.2	15.3	1.39	—0.06	16.8	1.52	+0.07
36	6.5	21.3	1.94	2.33	6.49	44.1	20.5	1.86	—0.08	22.3	2.03	+0.09
45	8.2	26.1	2.38	2.71	6.01	51.4	25.1	2.29	—0.09	27.1	2.48	+0.10
53	9.6	30.0	2.73	3.11	5.88	58.9	29.0	2.63	—0.10	31.0	2.83	+0.10
73	13.2	36.0	3.27	3.72	5.10	70.5	34.9	3.17	—0.10	36.8	3.35	+0.08
81	14.7	38.3	3.48	3.96	4.89	75.0	37.3	3.39	—0.09	39.0	3.55	+0.07
100	18.2	40.9	3.72	4.23	4.23	80.2	40.0	3.63	—0.09	41.5	3.78	+0.06
154	28.0	45.5	4 13	4.70	3.05	89.0						
197	35.8	47.0	4.27	4.86	2.46	92.0						
245	44 5	48.2	4 38	4.99	2.04	94.5						
298	54.2	49.0	4.45	5.07	1.70	96.0						
345	63	49.5	4.50	5.11	1.48	96.9						

$J_0 = 5.28 \times 10^{-10}$ Amp.

TABELLE 3

Plattenabstand 5.5 cm

5	1.1	4.7	0.43	0.49	9.8	9.3						
10	2.2	8 2	0.75	0.85	8.5	16.1	7.6	0.70	—0.05	8.8	0.80	+0.05
18	4.0	16.3	1.48	1.68	9.33	31.8	15.5	1.41	—0.07	17.0	1.55	+0.07
27	6.0	23.2	2.12	2.41	8.92	45.7	22.2	2.03	—0.09	24.2	2.20	+0.08
36	8.0	29.1	2.65	3.02	8.39	57.2	27.9	2.54	—0.11	30.2	2.75	+0.10
45	10.0	33.6	3.06	3.48	7.71	65.9	32.5	2.96	—0.10	34.6	3.16	+0.10
53	11.8	37.1	3.37	3.83	7.23	72.5	36.0	3.27	—0.10	38.0	3.46	+0.09
73	16.2	41.2	3.74	4.25	5.82	80.5	40.2	3.65	—0.09	41.8	3.81	+0.07
81	18.0	42.4	3.86	4.39	5.42	83.1	41.6	3.78	—0.08	43.0	3.92	+0.06
100	22.2	44.1	4.02	4.57	4.57	86.6						
154	34.3	47.0	4.27	4.86	3.16	92.1						
197	43.8	48.0	4.37	4.96	2.52	94.0						
245	54.5	48.6	4.42	5.02	2.05	95.0						
298	66.2	49.5	4.50	5.11	1.72	96.8						
345	76.8	49.8	4.53	5.15	1.49	97.5						

$J_0 = 5.28 \times 10^{-10}$ Amp.

TABELLE 4

Plattenabstand 4 5 cm

Volt Spanng. V	Volt/cm	Atmosphärendruck (720 mm Hg; 18° C) Spannungsabfall Skala	Volt	Ampere $J \times 10^{10}$	J/V 10^{12}	Sättiggs.-grad J/Jo %	Überdruck von 20 mm Spannungsabfall Skala	Volt	Differz. geg. 720 mm in Volt	Unterdruck von 20 mm Spannungsabfall Skala	Volt	Differz. geg. 720 mm in Volt
5	1.2	6.3	0.58	0.66	13.2	12.5						
10	2.5	10.7	0.98	1.11	11.1	21.0	10.2	0.93	—0.05	11.3	1.03	+0.05
18	4.5	19.8	1.80	2.05	11.4	38.8	18.9	1.72	0.08	20.7	1 88	+0.08
27	6.8	27.6	2.51	2.85	10.6	54.0	26.6	2.42	- 0.09	28.7	2.61	+0.10
36	9.0	33.0	3.00	3.41	9.5	64.6	32.0	2.90	—0.10	34.0	3.09	+0.09
45	11.2	36.9	3.36	3.82	8.5	72.4	35.9	3.26	—0.10	37.9	3.44	+0.08
53	13.2	39.5	3.59	4.08	7.70	77.4	38.5	3.50	- 0 09	40.4	3 67	+0.08
73	18.2	42.8	3.89	4.42	6.06	83.6	42.2	3.83	—0.06	43.3	3.94	+0.05
81	20.0	43.7	3.98	4.53	5.59	85.9	43.2	3.93	—0.05	44.2	4.02	+0.04
100	25.0	45.0	4.09	4.65	4.65	88.1						
154	38.5	47.5	4.32	4.91	3.19	93.0						
197	49.3	48.5	4 41	5.01	2 55	95.0						
245	61.3	49.5	4.50	5.11	2.09	96.8						
298	74 8	50.0	4.55	5.18	1.73	98.1						
345	86	50.0	4.55	5.18	1.50	98.1						

$J_0 = 5.28 \times 10^{-10}$ Amp.

TABELLE 5

Plattenabstand 4.0 cm

5	1.4	7.6	0.69	0.785	15.7	15.1						
10	2.9	12.9	1.17	1.33	13.0	25.6	12.5	1.13	—0.04	13.4	1.22	+0.05
18	5.1	23.0	2 09	2.38	13.2	45.7	22.2	2.02	—0.07	23.9	2.17	+0.08
27	7.7	31.0	2.82	3.21	11.9	61.7	30.0	2.73	—0.09	32.0	2 91	+0.09
36	10.2	35.6	3.23	3 67	10.2	70.6	34.5	3.14	—0.09	36.4	3.31	+0.08
45	12.8	39.0	3.54	4.02	8.95	77.3	38.0	3.46	—0.08	39.6	3.60	+0.06
53	15.1	41.2	3.74	4.25	8.02	81.7	40.5	3.67	—0.07	41.7	3.79	+0 05
73	20.9	44.0	4.00	4 54	6.22	87.2	43.5	3.96	—0.04	14.3	4 03	+0.03
81	23.1	44.8	4.08	4.64	5.73	89.2						
100	28.6	45.5	4 13	4.70	4.70	90.4						
154	44.0	47.0	4 27	4.85	3.15	93.3						
197	56.5	48.5	4.41	5.01	2.55	96.4						
245	70.0	48.8	4.43	5.04	2 06	96.9						
298	85.0	49.0	4 45	5.06	1.69	97.3						

$_0 = 5.20 \times 10^{-10}$ Amp.

TABELLE 6

Plattenabstand 3.5 cm

Volt		Atmosphärendruck (720 mm Hg; 18° C)					Überdruck von 20 mm			Unterdruck von 20 mm		
Spanng. V	Volt/cm	Spannungsabfall Skala	Volt	Ampere $J\times10^{10}$	J/V 10^{12}	Sättiggs.-grad J/Jo %	Spannungsabfall Skala	Volt	Differz. geg. 720 mm in Volt	Spannungsabfall Skala	Volt	Differz. geg. 720 mm in Volt
5	1.6	9.0	0.82	0.93	18.6	19.2						
10	3.3	15.0	1.37	1.56	15.6	32.3	14.5	1.32	—0.05	15.7	1.43	+0.06
18	6.0	26.0	2.37	2.70	15.0	55.8	25.2	2.29	—0.08	26.8	2.44	+0.07
27	9.0	32.9	2.99	3.40	12.6	70.3	32.0	2.92	—0.07	33.5	3.04	+0.05
36	12.0	36.9	3.35	3.81	10.6	78.8	36.2	3.29	—0.06	37.4	3.40	+0.05
45	15.0	39.5	3.59	4.08	9.06	84.4	39.0	3.54	—0.05	39.8	3.62	+0.03
53	17.7	41.0	3.73	4.24	8.00	87.7						
73	24.4	43.4	3.94	4.48	6.14	92.6						
81	27.0	43.6	3.97	4.51	5.57	93 2						
100	33.3	44.1	4.01	4.56	4.56	94.2						
154	51.3	45.0	4.10	4.66	3.03	96.3						
197	65.7	45.6	4.14	4.70	2.38	97.2						
245	81.7	46.0	4.18	4.75	1.94	98.3						
298	99.5	46.5	4.22	4.80	1.61	99.2						

$J_0 = 4.84\times10^{-10}$ Amp.

TABELLE 7

Plattenabstand 3.0 cm

5	2.0	11.0	1.00	1.14	22.8	24.8						
10	4.0	18.2	1.65	1.87	18.7	40.7	17.5	1.59	—0.06	18.7	1.70	+0.05
18	7.2	28.5	2.59	2.94	16.3	63.9	28.0	2.54	—0.05	29.1	2.65	+0.06
27	10.8	33.9	3.08	3.51	13.0	76.3	33.5	3.04	—0.04	34.1	3.11	+0.03
36	14.4	36.8	3.34	3.80	10.55	82.6	36.5	3.32	—0.02	37.0	3.37	+0.03
45	18.0	38.5	3.50	3.98	8.83	86.6	38.5	3.50	0	38.9	3.53	+0.03
53	21.2	39.5	3.59	4.08	7.7	88.8	39.5	3.59	0	39.5	3.59	0
73	29.1	41.0	3.73	4.24	5.81	92.2	41.2	3.74	+0.01	40.9	3.72	—0.01
31	32.5	41.2	3.74	4.25	5.25	92.4						
100	40.0	41.9	3 81	4.34	4 34	94.4						
154	61.6	43.2	3.93	4.46	2.90	96.9						
197	79.2	43.3	3.94	4.47	2.27	97.1						
245	98	43.8	3.98	4.52	1.85	98.3						
298	119	44.0	4.00	4.55	1.52	99.0						

$J_0 = 4.60\times10^{-10}$ Amp.

TABELLE 8

Plattenabstand 2.5 cm

Volt		Atmosphärendruck (720 mm Hg; 18° C)					Überdruck von 20 mm			Unterdruck von 20 mm		
Spanng. V	Volt/cm	Spannungsabfall Skala	Volt	Ampere $J \times 10^{10}$	J/V 10^{12}	Sättiggs.-grad J/Jo %	Spannungsabfall Skala	Volt	Differz. geg. 720 mm in Volt	Spannungsabfall Skala	Volt	Differz. geg. 720 mm in Volt
5	3.6	15.2	1.37	1.20	24.0	37.5	14.7	1.33	—0.04	15.3	1.39	+0.02
10	7.15	20.6	1.87	2.12	21.2	66.3	20.3	1.85	—0.02	20.8	1.89	+0.02
18	12.9	26.0	2.37	2.70	15.0	84.4	26.0	2.37	0	25.9	2.36	—0.01
27	19.3	28.0	2.54	2.89	10.7	90.4	28.0	2.54	0	27.7	2.52	—0.02
36	25.7	28.8	2.62	2.98	8.28	93.2	29.0	2.64	+0.02	28.5	2.59	—0.03
45	32.1	29.2	2.65	3.01	6.68	94.1	29.5	2.68	+0.03	28.8	2.62	—0.03
53	37.9	29.6	2.69	3.06	5.78	95.6	30.0	2.73	+0.04	29.0	2.64	—0.05
73	52.1	30.0	2.73	3.10	4.25	96.9						
81	57.9	30.2	2.74	3.11	3.84	97.2						
100	71.5	30.5	2.78	3.16	3.16	98.8						
154	110	30.8	2.80	3.18	2.06	99.4						
197	141	31.0	2.82	3.20	1.62	100						
245	175	31.0	2.82	3.20	1.31	100						
298	213	31.0	2.82	3.20	1.07	100						
345	246	31.0	2.82	3.20	0.93	100						

$J_0 = 3.20 \times 10^{-10}$ Amp.

TABELLE 9

Plattenabstand 1.4 cm

Volt Spanng.	Spanngs.-abfall Volt	mittl. Gesamt-Strom $J\times10^{11}$	Sättiggs.-grad J/Jo %	Schwankungen Skala	Volt $v\times10^{2}$	Amp. $i\times10^{13}$	proz. Schwankg. ε
2.8	0.20	2.28	7.2	0.1	0.15	1.71	0.75
6.9	0.51	5.80	18.5	0.4	0.60	6.83	1.18
12.5	0.90	10.2	32	0.7	1.05	11.9	1.17
19.0	1.30	14.8	47	1.2	1.85	21.0	1.42
30.0	1.80	20.5	65	1.7	2.60	29.6	1.45
39.5	2 00	22.8	72	2.2	3.35	38.1	1.67
50	2.18	24.8	78.5	2.5	3.70	42.1	1.70
68	2.32	26.4	83.5	3	4.5	51.1	1.94
87	2.43	27.7	87.7	3	4.5	51.1	1.85
105	2 52	28.6	90.5	3.5	5.2	59.1	2.06
132	2.60	29.6	93.7	3.7	5 6	63.7	2.15
152	2.64	30.0	95	4.5	6.5	74.1	2.47

$Jo = 3.16\times10^{-10}$ Amp. Kurve 1

TABELLE 10a

8.3	0.62	7.07	23	0.5	0.8	9 1	1.3
11.7	0.91	10.4	34	0.8	1.3	14.8	1.42
21	1.45	16 5	54	1.7	2.7	30 6	1.85
30	1.75	19.9	65	2	3.1	35.3	1.78
49	2.05	23 3	77	3	4.7	53.5	2.3
67	2 26	25.7	84	3 7	5 8	66.0	2.57
85	2.32	26.4	87	4.5	7.0	79.6	3.02
121	2.47	28.0	92	4.7	7.4	84.1	3.0
148	2 52	28.6	94	5	7.8	88.6	3.1

$Jo = 3.05\times10^{-10}$ Amp. Kurve 2

TABELLE 10b

2.7	0.166	1.89	8.4	0.2	0.3	3.42	1.8
4.1	0.266	3 03	13.4	0.3	0.4	4 55	1.5
5.5	0 370	4.20	18.6	0.4	0.5	5.69	1.35
6.9	0.463	5.26	23.3	0.6	0.8	9 10	1.72
8.3	0 553	6.30	27.9	0.7	0.9	10.2	1.62
9.6	0.645	7.34	32.5	0.9	1.2	13 6	1.86
11.0	0.725	8.25	36.5	1.0	1.3	14.8	1.80
12	0.790	9.00	39.8	1.2	1.5	18.1	2.01
21	1.15	13.1	58	2.0	2.5	28.4	2.17
30	1.37	15.6	69	3	3.8	43.2	2.77
60	1.68	19.1	84.5	4.5	5.6	63.8	3.34
124	1.88	21.3	94.2	6	7.5	85.2	4.0

$Jo = 2.26\times10^{-10}$ Amp. Kurve 3

TABELLE 10c

Volt Spanng.	Spanngs. abfall Volt	mittl. Gesamt Strom $J\times10^{11}$	Sättiggs. grad J/Jo %	Schwankungen Skala	Volt $v\times10^{2}$	Amp. $i\times10^{13}$	proz. Schwankg. ε
2.7	0.145	1.65	10	0.1	0.2	2.28	1.38
4.1	0.216	2.46	15	0.1	0.2	2.28	0.93
5.5	0.290	3.30	20	0.25	0.4	4.55	1.38
6.9	0.365	4.15	25	0.5	0.5	5.67	1.37
8.3	0.430	4.89	29.6	0.6	0.9	10.2	2.09
9.6	0.495	5.62	34	0.6	0.9	10.2	1.82
11.0	0.560	6.37	38.6	0.7	1.1	12.5	1.96
12.0	0.610	6.93	42	1.0	1.5	17.0	2.45
21	0.875	9.94	60.2	1.7	2.6	29.5	2.97
30	1.025	11.65	70.6	2.5	3.8	43.1	3.70
46	1.150	13.08	79.3	3.5	5.4	61.4	4.69
55	1.230	13.99	84.8	3.7	5.7	64.8	4.64
105	1.360	15.46	93.8	4.5	6.9	78.5	5.07

$Jo = 1.65\times10^{-10}$ Amp. Kurve 4

TABELLE 10d

5.5	0.10	1.14	38.6	0.2	0.3	3.4	2.9
9.5	0.13	1.48	50	0.4	0.6	6.8	4.6
11.5	0.15	1.70	57.7	0.5	0.8	9.1	5.3
16	0.17	1.94	65.9	0.8	1.3	14.8	7.6
21	0.19	2.16	73.2	1	1.6	18.2	8.4
30	0.20	2.28	77.4	1.2	2.0	22.8	10.0
148	0.25	2.85	96.7	1.7	2.7	30.6	10.7

$Jo = 0.295\times10^{-10}$ Amp. Kurve 5

TABELLE 10e

Volt Spannung V	Volt / cm	Atmosphärendruck (720 mm Hg; 18° C) Komp. Spannung Volt	J×10¹⁰ Amp.	J/V× 10¹²	Sättigungsgrad J/Jo %	Überdruck von 20 mm Spannungsabfall Skala	Volt	Überdruck von 10 mm Spannungsabfall Skala	Volt	Überdruck von 5 mm Spannungsabfall Skala	Volt	Unterdruck von 20 mm Spannungsabfall Skala	Volt	Unterdruck von 10 mm Spannungsabfall Skala	Volt	Unterdruck von 5 mm Spannungsabfall Skala	Volt
1.2	0.3	0.10	0.114	9.2	2.7	0.3	—0.005					0.5	+0.008				
2.6	0.65	0.22	0.25	9.6	5.9	0.8	—0.014	0.4	—0.007	0.2	—0.003	1.0	+0.016	0.5	+0.008	0.25	+0.004
5.2	1.30	0.50	0.57	10.9	13.6	1.3	—0.024	0.6	—0.010	0.3	—0.005	1.8	+0.029	0.9	+0.015	0.4	+0.006
8.0	2.00	0.76	0.86	10.8	20.5	1.9	—0.037	0.9	—0.016	0.4	—0.007	2.2	+0.036	1.1	+0.018	0.6	+0.010
12.1	3.0	1.14	1.30	10.7	31.0	2.5	—0.050	1.3	—0.024	0.6	—0.010	2.5	+0.042	1.3	+0.021	0.65	+0.011
16.5	4.1	1.58	1.80	10.9	42.8	2.9	—0.059	1.5	—0.028	0.7	—0.012	3.0	+0.050	1.5	+0.025	0.70	+0.012
26.0	6.5	2.11	2.40	9.2	57.1	3.2	—0.065					2.8	+0.047				
35	8.7	2.52	2.86	8.2	68.1	3	—0.060					2.5	+0.042				
44	11	2.76	3.14	7.1	74.8	2.5	—0.050					2.0	+0.03				
52	13	2.95	3.35	6.4	79.8	2.5	—0.050					2.0	+0.03				
61	15.2	3.08	3.50	5.75	83.4												
73	18.2	3.2	3.64	4.98	86.7												

$Jo = 4.2 \times 10^{-10}$ Amp.

TABELLE 11

Plattenabstand 4.2 cm

LEBENSLAUF.

Ich, Heinz Dorn, bin geboren am 22. Dezember 1912 zu Nördlingen als Sohn des damaligen Hauptpredigers Ernst Dorn und seiner Ehegattin Pauline, geb. Dollhopf. In Erlangen besuchte ich 4 Klassen Volksschule und anschließend 9 Klassen humanistisches Gymnasium. Nach Ablegung der Reifeprüfung im Frühjahr 1931 studierte ich zunächst an der Universität Erlangen, in der Hauptsache jedoch an der Universität München; dort legte ich auch am 30. Juni 1938 meine Prüfung zum Dr. phil. nat. ab. (Hauptfach Physik, Nebenfächer Chemie und Meteorologie.)